

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association des professeurs de Physique et de Chimie

Ressemblances et différences cruciales entre systèmes physiques

par **Jean SIVARDIÈRE**

CEA - Département de Recherche Fondamentale
sur la Matière Condensée
SPSMS - 38054 Grenoble Cedex 9
sivardiere@wanadoo.fr

RÉSUMÉ

Certains systèmes physiques présentent des « ressemblances » sans nécessairement être représentables par le même formalisme : la recherche de leurs différences est un exercice pédagogique utile.

INTRODUCTION

Nous avons présenté, dans un article précédent [1], diverses analogies entre systèmes physiques : il y a analogie si des systèmes de natures physiques différentes peuvent être représentés par le même formalisme mathématique et étudiés simultanément. Une analogie peut avoir un fondement physique ou être purement formelle. Tout résultat théorique ou expérimental obtenu sur un système peut être transposé à un système analogue par simple changement de notation.

Nous envisageons ici des notions ou systèmes qui, sans relever nécessairement de la même description mathématique, présentent des « ressemblances ». Il est alors intéressant de procéder à une comparaison approfondie de tels systèmes, afin de préciser la limite de ces ressemblances et de bien marquer les différences, qui peuvent être cruciales. Cette démarche, également utile en mathématiques, débouche sur une meilleure compréhension des systèmes considérés et constitue une bonne méthode pédagogique.

QUELQUES EXEMPLES ÉLÉMENTAIRES

La masse gravitationnelle et la charge électrique interviennent de manière analogue dans la loi de Newton décrivant les forces de gravitation et dans la loi de Coulomb décrivant les forces électrostatiques. Leurs nombreuses différences cruciales sont bien connues : deux masses s'attirent, alors que deux charges s'attirent ou se repoussent suivant leurs signes ; contrairement à la masse, la charge est quantifiée ; la masse gravitationnelle est identique à la masse inertielle alors qu'il n'y a aucune relation entre la charge électrique et la masse inertielle (par suite, le mouvement d'un point matériel dans un champ de gravitation est indépendant de sa masse, tandis que le mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique dépend de sa charge).

Le champ électrique créé par une distribution de charges et le champ magnétique créé par une distribution de courants ou d'aimants ont, dans l'espace extérieur aux charges, courants ou aimants, des propriétés analogues : leur circulation et leur flux sont conservatifs, on peut définir un potentiel scalaire et un potentiel vecteur locaux. Les champs créés par des dipôles électrique et magnétique sont identiques (du moins tant qu'on ne s'approche pas trop des dipôles [2]). L'analogie disparaît si on envisage tout l'espace : d'après les théorèmes de Gauss et d'Ampère respectivement, seuls la circulation électrique et le flux magnétique sont conservatifs, on ne peut définir de potentiel scalaire magnétique ou de potentiel vecteur électrique.

Dans le modèle classique, le mouvement d'un électron autour d'un noyau est semblable à celui d'une planète autour du Soleil. La différence cruciale est évidemment que le mouvement électronique est instable et doit être décrit par les lois de la mécanique quantique. Il en résulte [3] que le rayon d'un atome hydrogénoïde est de l'ordre de grandeur du premier rayon de Bohr (longueur caractéristique obtenue à partir des paramètres physiques du problème et de la constante de Planck), alors que le rayon d'une orbite planétaire peut être quelconque (on ne peut construire aucune longueur caractéristique dans ce cas).

On peut aussi comparer un atome à plusieurs électrons au système solaire : alors que les perturbations planétaires peuvent être négligées en première approximation (d'où la validité des lois de Kepler), les interactions entre électrons ne peuvent l'être et contribuent de manière décisive au potentiel moyen ressenti par chaque électron.

POLYGONES ET POLYÈDRES RÉGULIERS

Au-delà de leurs ressemblances (équivalence des sommets, égalité des angles plans ou dièdres, inscriptibilité dans un cercle ou une sphère, circonscriptibilité à un cercle ou une sphère), polygones et polyèdres réguliers présentent une différence fondamentale. Alors que le nombre des polygones réguliers convexes est infini, le nombre de polyèdres réguliers convexes est fini : comme EUCLIDE l'a démontré, le nombre F de faces ne peut prendre que les valeurs 4, 6, 8, 12 et 20. Il existe de même une infinité de polygones réguliers étoilés, ou hexagrammes, alors qu'il n'existe que quatre polyèdres réguliers

étoilés [4]. Cette différence entre polygones et polyèdres réguliers est liée au fait que le groupe continu SO_2 des rotations autour d'un axe possède une infinité de sous-groupes finis, tandis que le groupe continu SO_3 des rotations autour d'un point ne possède qu'un nombre fini de sous-groupes finis multiaxiaux.

PAVAGES DU PLAN ET DE LA SPHÈRE

À chaque polyèdre inscrit dans une sphère on peut associer, par projection sur la sphère depuis son centre, un pavage de la sphère par des polygones sphériques [4]. Aux cinq polyèdres réguliers on associe ainsi cinq pavages réguliers de la sphère, il n'en existe pas d'autres. Aux quatorze polyèdres semi-réguliers d'Archimède, dont les faces sont des polygones réguliers mais non tous identiques, correspondent quatorze pavages semi-réguliers de la sphère. Il existe de même trois pavages réguliers du plan, ou pavages de Kepler (les pavages triangulaire, carré et hexagonal ou nid d'abeilles), et huit pavages semi-réguliers du plan.

Soit un pavage quelconque de la sphère, associé à un polyèdre inscriptible quelconque, ou un pavage fini du plan. Les nombres S des nœuds, F des cellules et A des côtés du pavage sont reliés par la relation d'Euler $S + F - A = \alpha$. L'entier α est un invariant topologique appelé caractéristique d'Euler-Poincaré : $\alpha = 2$ pour la sphère, $\alpha = 1$ pour le plan (il vaut 0 pour le tore).

Cette différence entre les valeurs de α pour les deux types de pavage a plusieurs conséquences importantes.

- ◆ Alors qu'il est possible de paver un plan avec des hexagones réguliers, il est impossible de paver ainsi une sphère : il faut introduire douze pentagones dans le pavage hexagonal, c'est le cas de l'icosaèdre tronqué (ballon de football, molécule C_{60}) dont vingt faces sont des hexagones, et du dodécaèdre, qui ne possède que des faces pentagonales.
- ◆ Soit un pavage quelconque non dégénéré de la sphère (le nombre de coordinence, ou nombre de côtés aboutissant à un nœud donné, est alors égal à 3). Le nombre moyen de côtés d'un polygone composant le pavage dépend du pavage considéré, il est par exemple égal à 3 pour un tétraèdre, 5 pour un dodécaèdre, 5,143 pour un octaèdre tronqué et 5,625 pour un dodécaèdre tronqué. Pour un pavage quelconque non dégénéré du plan, au contraire, ce nombre est toujours égal à 6, d'où l'absence de frontière nette entre pavages ordonnés hexagonaux (nids d'abeilles, cœurs de marguerites, cellules de Bénard) et pavages désordonnés (orgues basaltiques, écumes, domaines magnétiques).

COURBES ET SURFACES

Soit une courbe C d'équation cartésienne $y = f(x)$. En un point régulier quelconque M de C , la pente de la tangente est égale à la dérivée f' . Supposons la tangente horizon-

tale en $M(f' = 0)$: en général la dérivée f'' n'est pas nulle et la fonction $f(x)$ présente un extremum (un maximum si $f'' < 0$, un minimum si $f'' > 0$) : M est un sommet, la courbe est située d'un même côté de la tangente, la courbure (inverse du rayon de courbure R) est égale à f'' . Cependant si $f'' = 0$, et si la dérivée f''' n'est pas nulle (ce qui est généralement le cas), la courbe C présente un point d'inflexion à tangente horizontale : la tangente traverse la courbe, la courbure est nulle, R est infini.

Soit [5] une surface S d'équation cartésienne $z = f(x, y)$. En un point régulier quelconque M de S , la normale au plan tangent est parallèle au vecteur $(f'_x, f'_y, -1)$. Supposons le plan tangent horizontal en M ($f'_x = f'_y = 0$). Désignons les dérivées secondes f''_{x^2} , f''_{xy} et f''_{y^2} respectivement par r , s et t .

- ◆ Si la quantité $D = s^2 - rt$ est négative, M est un point elliptique : au voisinage de M , la surface est convexe, elle est située d'un même côté du plan tangent, les deux rayons de courbure principaux R_1 et R_2 sont de même signe (la courbure totale $1/R_1 R_2$ est en effet égale à $-D$).
- ◆ Si D est positive, M est un point hyperbolique ou point col : le plan tangent coupe la surface selon deux directions distinctes dites asymptotiques, les deux rayons de courbure sont de signes opposés.
- ◆ Si D est nulle, et si les trois dérivées secondes r , s et t ne sont pas simultanément nulles, le point M est parabolique : le plan tangent coupe en général la surface selon deux directions confondues, l'un des rayons de courbure principaux est infini.
- ◆ Si les trois dérivées secondes r , s et t sont simultanément nulles, le point M est planaire : on ne peut rien dire sur l'intersection du plan tangent avec la surface, les deux rayons de courbure sont infinis.

La comparaison entre courbes et surfaces est délicate. Le sommet d'une courbe ressemble à un point elliptique d'une surface : dans un cas, la variété osculatrice est une parabole ; dans l'autre, c'est un parabolôïde elliptique. Un point d'inflexion (la variété osculatrice est une droite) ressemble à la fois à un point hyperbolique (la surface est traversée par le plan tangent), à un point parabolique (la courbure totale est nulle) et à un point planaire (la variété osculatrice est un plan).

ANGLE PLAN ET ANGLE SOLIDE

Dans leur définition élémentaire, l'angle plan mesure le pourcentage du plan compris entre deux demi-droites d'origine O et l'angle solide le pourcentage de l'espace compris dans un cône de sommet O . Les deux grandeurs sont de dimension 1, orientables et définies, en réalité, l'une à 2π près, l'autre à 4π près. L'angle plan sous lequel on voit, depuis un point O , un contour fermé est égal à 2π ou 0 suivant que le contour entoure O ou non ; l'angle solide sous lequel on voit, depuis O , une surface fermée est égal à 4π ou 0 suivant que la surface entoure O ou non.

Une différence importante entre les deux grandeurs apparaît cependant dans l'ex-

pression mathématique de l'angle élémentaire. L'angle plan $d\theta$ balayé par la droite OM, quand le point M décrit l'élément de contour orienté $\vec{dl} = dr \vec{u} + r d\theta \vec{u}_\theta$ situé à la position $\vec{r} = r \vec{u}$, est la *circulation* du champ tourbillonnaire $\vec{F} = \frac{\vec{u}_\theta}{r}$ le long de l'élément de contour : $d\theta = \frac{\vec{u}_\theta}{r} \cdot \vec{dl}$ ($d\theta$ est aussi le *flux*, à une dimension, du champ radial $\vec{G} = \frac{\vec{u}}{r}$ à travers l'élément de contour). L'angle solide $d\Omega$, sous lequel l'élément de surface orientée \vec{dS} situé à la position $\vec{r} = r \vec{u}$ est vu depuis O, est le flux du champ newtonien $\vec{F} = \frac{\vec{u}}{r^2}$ à travers l'élément de surface : $d\Omega = \frac{\vec{u}}{r^2} \cdot \vec{dS}$ ($d\Omega$ est aussi la *circulation* du vecteur $\frac{1 - \cos \theta}{r \sin \theta} \vec{u}_\phi$ le long du contour de l'élément de surface [6]).

MOUVEMENT HARMONIQUE ET MOUVEMENT KÉPLÉRIEN

Soit une particule de masse m placée dans un potentiel central de la forme $U(r) = -\alpha/r^n$: son orbite est plane et parcourue selon la loi des aires puisque son moment cinétique \vec{L} est constant. D'après un remarquable théorème de Bertrand [7], l'orbite n'est fermée (quelles que soient les conditions initiales du mouvement) que si $n = -2$ (potentiel harmonique) et $n = 1$ (potentiel de Kepler). Dans ces deux cas particuliers, l'orbite est elliptique : dans le premier, le centre des aires (centre attractif) en est le centre ; dans le second, il en est un foyer.

Dans le mouvement harmonique, la période ne dépend ni de la dimension (grand axe) ni de l'excentricité de l'orbite. Dans le mouvement képlérien, la période dépend de la dimension de l'orbite mais non de son excentricité.

Les deux mouvements possèdent une symétrie dynamique (SO_4) supérieure à la symétrie géométrique (SO_3) du potentiel, et ils sont dégénérés : à chaque valeur de l'énergie correspond une infinité simple d'orbites elliptiques. L'existence de la symétrie dynamique entraîne celle d'un invariant autre que \vec{L} : dans le mouvement harmonique, cet invariant est le tenseur (d'ordre deux) de Fradkin ; dans le mouvement képlérien, cet invariant est un vecteur, le vecteur de Laplace [7].

EFFET DOPPLER ET EFFET DOPPLER-FIZEAU

Les propagations du son dans un milieu isotrope et de la lumière dans le vide présentent de nombreuses ressemblances et différences. Par exemple, à l'existence de l'onde de choc (Mach) correspond l'effet Cerenkov ; le son est une vibration longitudinale, la lumière une vibration transversale donnant lieu à des phénomènes de polarisation. Consi-

dérons l'effet Doppler. La fréquence ν' de l'onde acoustique enregistrée par l'observateur se déplaçant à la vitesse v_o est égale à :

$$\nu' = \nu \frac{v - v_o}{v - v_s}$$

ν étant la fréquence de l'onde émise par la source, v_s la vitesse de la source (supposée parallèle à v_o et comptée positive comme v_o de S vers O) et v la vitesse de propagation des ondes dans le milieu porteur. Pour une même vitesse relative de l'observateur et de la source, ν' dépend séparément de chacune de ces deux vitesses, qui ont des effets différents : on peut donc savoir, par exemple, si c'est l'observateur ou la source qui est mobile par rapport au milieu porteur.

On a un résultat identique en optique classique, l'éther porteur de la lumière remplaçant le milieu porteur de l'onde acoustique. Mais la propagation de la lumière n'est pas un mouvement de matière et se fait à une vitesse identique pour tous les observateurs, l'effet Doppler-Fizeau doit nécessairement être traité dans le cadre de la théorie relativiste. On trouve alors que ν' ne dépend pas séparément de v_o et v_s , mais seulement de la vitesse relative de l'observateur et de la source, et qu'il existe un effet même si la source se déplace dans une direction perpendiculaire à celle de l'observation.

GAZ MOLÉCULAIRE ET GAZ ÉLECTRONIQUE

Un gaz moléculaire, dans les conditions ordinaires de température et de pression, contient environ 10^{25} molécules par m^3 . Les interactions entre molécules, de type Van der Waals, sont faibles (le rapport énergie potentielle du gaz/énergie cinétique est très inférieur à 1, alors qu'il est voisin de 1 dans un liquide et très supérieur à 1 dans un solide) : le comportement du gaz est voisin de celui d'un gaz parfait.

Le « gaz » formé par les électrons libres d'un métal ordinaire contient typiquement 10^{29} électrons par m^3 : sa densité est donc voisine de celle d'un liquide et non d'un gaz. D'autre part les interactions coulombiennes entre électrons sont fortes. Les propriétés quantiques des électrons (ce sont des fermions, qui satisfont le principe d'exclusion de Pauli) sont cependant telles que les interactions entre ions positifs et électrons libres et les interactions effectives entre électrons sont faibles, si bien que le gaz électronique peut être comparé utilement à un gaz moléculaire. On peut ainsi définir le libre parcours moyen d'un électron, et rendre compte classiquement du rapport des conductibilités électrique et thermique (loi de Wiedemann-Franz). Mais seule une théorie quantique explique les valeurs de la chaleur spécifique électronique et des conductibilités car les électrons obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et non à la statistique classique de Boltzmann.

GOUTTES LIQUIDES ET NOYAUX ATOMIQUES

Le modèle nucléaire de la goutte liquide fut introduit par BOHR. Le volume d'un noyau étant proportionnel au nombre de ses nucléons, on imagina initialement le noyau

comme un « sac de billes » puis comme une goutte liquide de densité uniforme : de même que la cohésion d'une goutte liquide formée de molécules non interpénétrables est assurée par les forces de Van der Waals à courte distance, la cohésion du noyau est assurée par les forces hadroniques à courte distance qui se manifestent entre les nucléons.

Bien entendu les énergies mises en jeu sont d'ordres de grandeur bien différentes. L'énergie de volume par nucléon est d'environ 10 MeV, l'énergie de volume par molécule dans une goutte est d'environ 10^{-3} eV. La tension superficielle d'un noyau est de l'ordre de 1 MeV/fermi² soit 10^{17} J/m² et celle d'une goutte liquide est de l'ordre de 10^{-9} J/m².

Les résultats de RAYLEIGH (1897) relatifs aux vibrations des gouttes liquides chargées ont été utilisés par les physiciens nucléaires pour décrire les vibrations des noyaux. La fission d'un noyau lourd, favorisée par la répulsion coulombienne entre protons, est comparable au claquage d'une goutte d'eau électrisée [8].

En 1935, BETHE et WEIZÄCKER donnèrent une expression phénoménologique de l'énergie de liaison d'un noyau comprenant un terme d'énergie de volume, un terme d'énergie de surface, un terme d'énergie électrostatique décrivant la répulsion entre les protons et deux termes supplémentaires sans équivalent dans le cas de la goutte liquide (énergie d'asymétrie et énergie de paires).

GAZ RARES ET NOYAUX MAGIQUES

Considérons un atome à plusieurs électrons. On sait qu'on peut se ramener à un problème à un électron en imaginant que chaque électron se déplace dans un potentiel moyen sphérique dû au noyau et aux autres électrons. Ce potentiel moyen est obtenu par approximations successives (méthode de Hartree-Fock) : on constate que le schéma des niveaux énergétiques dépend assez peu du potentiel utilisé ainsi que du nombre Z des électrons de l'atome. Les niveaux d'énergie monoélectroniques étant connus (ils sont groupés en couches), on obtient l'état de l'atome en les remplissant par énergies croissantes en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Lorsqu'une couche est complètement remplie, l'atome est particulièrement stable : c'est le cas des gaz rares ($Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$). Accidentellement, chaque couche n comporte un niveau inférieur de type ns et un niveau supérieur de type np : si on néglige les niveaux intermédiaires (dont le peuplement correspond aux éléments de transition), il apparaît donc une périodicité d'ordre 8, découverte par MENDELEÏEV.

Dans le modèle nucléaire de la goutte liquide, on admet que l'interaction entre nucléons est forte. En réalité, les nucléons se comportent plutôt comme des particules indépendantes dans un potentiel moyen. Le problème est cependant plus compliqué que celui de l'atome : d'une part, contrairement à la force de Coulomb, on ne connaît pas l'expression analytique de la force hadronique ; d'autre part on a deux types de particules, protons et neutrons, qui obéissent séparément au principe de Pauli. On peut cependant faire des hypothèses sur le potentiel nucléaire moyen, en le supposant par exemple harmonique, et introduire l'effet du couplage spin-orbite (modèle de MAYER et JENSEN, 1949).

On obtient alors des niveaux à un nucléon qui se regroupent par couches que l'on remplit par énergies croissantes : les remplissages par des protons et par des neutrons sont indépendants. Lorsqu'une couche est complètement remplie, soit par des protons soit par des neutrons, le noyau est particulièrement stable, on dit qu'il est magique. Les nombres magiques sont : 2, 8, 20, 50, 82, 126, 184. Les noyaux doublement magiques sont les plus stables, c'est le cas du noyau Ca_{20}^{40} .

On obtient ainsi une classification des noyaux analogue à la classification de MENDELEÏEV des atomes. La différence la plus frappante est l'absence de périodicité accidentelle dans la séquence des noyaux.

INSTABILITÉS MÉCANIQUES ET TRANSITIONS DE PHASES

Les instabilités présentées par de nombreux systèmes mécaniques sont comparables aux transitions de phases caractéristiques des systèmes coopératifs. Dans les deux cas, on observe une brisure spontanée de symétrie quand un certain paramètre, paramètre mécanique ou température, franchit une valeur seuil [4, 9].

La symétrie brisée peut être discrète : symétrie du miroir (régulateur de WATT) ou renversement du temps (système ferromagnétique uniaxial). Elle peut être continue : symétrie continue de révolution dans le cas du flambage d'une poutre ou de l'ellipsoïde de JACOBI ; symétrie continue de rotation (système ferromagnétique de HEISENBERG, cristal liquide nématique) ou de translation (instabilité capillaire de RAYLEIGH-PLATEAU, cristallisation d'un liquide).

Un système mécanique instable peut être caractérisé, comme un système coopératif, par un paramètre d'ordre : ce paramètre est nul dans la phase symétrique ; il varie continûment si l'instabilité ou transition de phase est du second ordre et présente une discontinuité si elle est du premier ordre. Quand on s'approche de l'instabilité ou de la transition de phase apparaissent des phénomènes de ralentissement critique : diminution de la fréquence d'un mode de vibration du système mécanique (mode mou) ou opalescence critique.

La différence cruciale est que la notion d'ordre à courte distance n'a pas d'équivalent dans le cas des systèmes mécaniques, l'exposant critique β décrivant le comportement du paramètre d'ordre y est toujours égal à $1/2$. Dans les systèmes coopératifs, cette valeur n'est obtenue que dans l'approximation du champ moléculaire, qui précisément élimine l'ordre à courte distance : cette approximation est peu réaliste pour les transitions du type ordre-désordre.

FERROMAGNÉTIQUES ET FLUIDES

Les diagrammes de phases des ferromagnétiques et des fluides présentent des analogies, en particulier l'existence de points critiques (Curie, Andrews, Alexeiev). Une dif-

férence importante est l'absence de symétrie dans les fluides. Alors que les états d'aimantation positive et négative sont symétriques par rapport au renversement du temps, aucune symétrie analogue n'existe entre molécule ou lacune dans un fluide simple, ou entre molécule A et molécule B dans un fluide binaire. Par suite, la courbe binodale des systèmes fluides (courbe d'équilibre entre liquide et gaz, ou entre phase riche en A et phase riche en B) ne peut présenter qu'une symétrie approximative par rapport à l'axe des températures (cette symétrie est rigoureuse si les molécules A et B sont des énantiomères optiques [10]).

FERROMAGNÉTIQUES ET NÉMATIQUES

Soit un cristal contenant des ions magnétiques et supposons que les interactions entre moments magnétiques soient isotropes (modèle de HEISENBERG). À haute température, les moments magnétiques sont orientés au hasard (phase paramagnétique) ; au-dessous de la température critique de CURIE, ils s'orientent préférentiellement selon une direction unique à l'intérieur de chaque domaine ferromagnétique. Soit maintenant un liquide formé de molécules calamitiques (très allongées). À haute température, les molécules sont orientées au hasard, le liquide est isotrope ; au-dessous de la température critique dite de clarification, elles s'orientent préférentiellement selon une direction privilégiée appelée axe directeur : le désordre positionnel subsiste, la phase basse température est donc un liquide anisotrope appelé nématique.

Les transitions magnétique et nématique se ressemblent donc. Cependant le paramètre d'ordre est un vecteur (aimantation) dans le cas du ferromagnétique et un tenseur d'ordre deux (quadrupôle) dans le cas du nématique. Par suite, d'après la théorie des transitions de phases de LANDAU, la transition dipolaire entre les phases paramagnétique et ferromagnétique est du second ordre alors que la transition quadrupolaire entre les phases liquides isotrope et nématique est du premier ordre.

SUPRACONDUCTEURS ET CRISTAUX LIQUIDES

Une analogie remarquable entre supraconducteurs et cristaux liquides a été développée par DE GENNES [11] : le vecteur directeur \vec{n} des molécules allongées est analogue au potentiel vecteur magnétique \vec{A} du supraconducteur, la torsion du cristal liquide a pour équivalent l'induction magnétique et sa chiralité le champ magnétique. Les phases nématique, cholestérique et smectique A du cristal liquide sont respectivement analogues à la phase normale, à la phase normale sous champ magnétique et à la phase Meissner du supraconducteur. L'analogie a permis à RENN et LUBENSKY de prédire, en 1988, l'existence d'une phase smectique torsadée, observée en 1989, contenant un réseau de dislocations vis, analogue de la phase d'Abrikosov des supraconducteurs de type II dans laquelle on observe un réseau de lignes de vortex.

Une différence cruciale entre les deux systèmes, qui pourrait limiter l'efficacité de

l'analogie, est peut-être que \vec{n} est une observable physique tandis que \vec{A} ne l'est pas [12].

AUTRES EXEMPLES

Bien d'autres comparaisons physiques peuvent être développées, par exemple entre orbites planétaires et orbites électroniques dans les atomes de Rydberg ; entre les différentes excitations élémentaires dans les cristaux ordinaires (ondes de vibration ou phonons), dans les cristaux moléculaires (ondes de libration ou librons) et dans les cristaux magnétiquement ordonnés (ondes de spin ou magnons) ; entre dislocations dans les cristaux et lignes de courant électrique (cette analogie entre la théorie des dislocations et la magnétostatique a été découverte par PEACH et KOEHLER et utilisée par KRÖNER pour décrire les interactions entre dislocations et les propriétés élastiques des cristaux [13]). Dans le premier cas, la différence tient à la quantification des orbites électroniques ; dans le deuxième cas, la symétrie de translation du cristal joue un rôle essentiel mais la nature physique du paramètre d'ordre, et par suite la loi de dispersion, varient d'une excitation à l'autre ; dans le troisième cas, les formalismes mathématiques sont voisins mais deux dislocations parallèles se repoussent alors que deux courants parallèles s'attirent.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SIVARDIÈRE J. Les analogies en physique. *Bull. Un. Phys.*, février 2001, vol. 95, n° 831, p. 253-261.
 - [2] JECH B. Potentiels et champs dipolaires. *Bull. Un. Phys.*, janvier 2001, vol. 95, n° 830 (2), p. 103-128.
 - [3] SIVARDIÈRE J. Grandeurs caractéristiques d'un système physique. *Bull. Un. Phys.*, novembre 1999, vol. 93, n° 818, p. 1619-1628.
 - [4] SIVARDIÈRE J. *La symétrie en mathématiques, physique et chimie*. Presses Universitaires de Grenoble, Collection Grenoble Sciences, 1995.
 - [5] SIVARDIÈRE J. Une introduction géométrique et physique du laplacien. *Bull. Un. Phys.*, mai 1992, vol. 86, n° 744, p. 771-788.
 - [6] DETTWILLER L. Méthodes de détermination du champ magnétique permanent créé par un quadropole magnétique. *Eur. J. Phys.*, 1996, 17, p. 150-155.
 - [7] SIVARDIÈRE J. Comparaison entre le mouvement de Kepler et le mouvement elliptique harmonique. *Bull. Un. Phys.*, février 1993, vol. 87, n° 751, p. 165-193.
 - [8] Peters J. M. H. Rayleigh's electrified water drops. *Eur. J. Phys.*, 1980, 1, p. 143.
 - [9] SIVARDIÈRE J. A simple mechanical model exhibiting a spontaneous symmetry breaking. *Am. J. Phys.*, 1983, 51, p. 1016-1018
SIVARDIÈRE J. Spontaneous symmetry breaking in a Cavendish experiment. *Am. J. Phys.*, 1997, 65, p. 567-568.
- Voir aussi FLETCHER G. A mechanical analog of first and second-order phase transitions. *Am. J. Phys.*, 1997, 65, p. 74-81.

- [10] SIVARDIÈRE J. Comments on the phase rule. *J. Chimie Physique*, 1986, 83, p. 613-618.
- [11] DE GENNES P.-G. et PROUST J. *The physics of liquid crystals*. Oxford Science Publications. Oxford : Clarendon Press, 1993.
Voir aussi CHAIKIN P. M. et LUBENSKY T. C. *Principles of condensed matter physics*. Cambridge University Press, 1995.
- [12] NAVAILLES L. et BAROIS P. *Supraconducteurs et cristaux liquides : histoire d'une analogie*. Images de la physique, CNRS, 1999.
- [13] DE WIT R. The continuum theory of stationary dislocations. *Solid State Physics*, vol. 10, édité par F. SEITZ et D. TURNBULL. New-York : Academic Press, 1960.
Voir aussi NABARRO F. *Theory of crystal dislocations*. Oxford : Clarendon Press, 1967.

La référence ci-dessous est parue après la rédaction du présent article

- ◆ TABER K. S. When the analogy breaks down : modelling the atom and the solar system. *Phys. Ed.*, 2001, 36, p. 222-226.



Jean SIVARDIÈRE, aujourd'hui retraité, a été physicien au Département de Recherche Fondamentale en Matière Condensée du CEA-Grenoble et a enseigné à l'Université Joseph Fourier de Grenoble.